

УДК 533.951

## УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ИНТЕНСИВНЫХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В РЕЖИМЕ САМОКАНАЛИРОВАНИЯ

А. Л. Галкин, В. В. Коробкин, М. Ю. Романовский, О. Б. Ширяев

*Рассмотрено ускорение электронов электромагнитным полем движущегося ионного облака, создаваемого распространяющимся в веществе коротким лазерным импульсом. Показано, что как и в случае точечного иона, для электронов существует критическое значение прицельного параметра. Электроны с прицельным параметром меньше критического захватываются ионным облаком и некоторое время осциллируют в его окрестности, отражаясь от области локализации лазерного излучения вследствие действия пондеромоторной силы. Энергия электрона при этом может достигать величины в десятки МэВ, намного превосходя энергию осцилляций электронов в поле лазерного излучения. После отрыва от ионного облака электроны формируют пучок с энергией в единицы МэВ. Рассматриваемый механизм адекватен ускоряющей кильватерной волне, исследованной ранее многими авторами. Форма рассчитанного углового спектра ускоренных электронов совпадает с известными экспериментальными данными.*

1. Исследования в области взаимодействия лазерного излучения с веществом в настоящее время интенсивно развиваются в ведущих научных центрах различных стран. Этому способствует большой прогресс в получении мощных коротких лазерных импульсов. Нелинейное распространение лазерных импульсов в материальных средах является

одним из наиболее важных и перспективных направлений в этой области лазерной физики. В процессе распространения импульса в веществе может быть реализован режим самоканализированного распространения [1], при котором лазерный импульс распространяется без изменения своей расходимости на расстояние, значительно превышающее дифракционную длину. Этот режим представляет интерес как с точки зрения фундаментальных исследований вещества в экстремальном состоянии (для лазерного термоядерного синтеза, создания рентгеновских лазеров, генерации электрон-позитронных пар и т.д.), так и для возможного ускорения заряженных частиц до больших энергий. Такое ускорение наблюдалось экспериментально и этому посвящено значительное число публикаций. Отметим среди них работу [2], в которой получены интересные экспериментальные результаты и дано их сопоставление с некоторой теоретической моделью.

Целью данной работы является исследование формирования в ближней окрестности лазерного импульса квазистационарного электрического поля и ускорения этим полем электронов плазмы. В режиме самоканализированного распространения под действием пондеромоторной силы сначала происходит вытеснение электронов (в радиальном направлении) из области электромагнитного поля с образованием некоторого облака, состоящего из ионов. Это облако (с зарядом, на несколько порядков превышающим заряд электрона) эффективно перемещается вместе и со скоростью лазерного импульса: на переднем фронте этого импульса происходит ионизация и вытеснение электронов пондеромоторной силой, а после прохождения заднего фронта лазерного импульса ионы нейтрализуются холодными электронами из окружающей плазмы. При определенных условиях (длительность импульса превосходит характерное время, определяемое поперечным размером канала и плотностью ионов в нем) может происходить кулоновский взрыв канала, но в данной работе эта ситуация не рассматривается. Движение электронов вне области существенной пондеромоторной силы определяется электромагнитным полем ионного заряда и имеет преимущественно продольный характер. Таким образом, производимое лазерным импульсом разделение зарядов порождает электромагнитное поле, которое связывают с формированием кильватерной волны. Определенное влияние на ускорение электронов могут оказывать генерируемые лазерным импульсом плазменные волны.

Существует несколько возможных подходов к описанию ускорения электронов в поле светового импульса: а) постулирование существования кильватерной волны и проведение качественных оценок ускорения электронов с использованием предельных значений для инкрементов плазменных волн; б) решение уравнений Максвелла и гидродинамики;

в) решение уравнений Ньютона, но не для всех исходных частиц, а для их укрупненных ансамблей, т.е. применение аналога метода частиц в ячейке (PIC).

В данной работе применен третий подход, причем в его использованной разновидности решаются уравнения Ньютона для одиночных электронов и не учитывается их обратное влияние на движение ионного облака. Проведены расчеты траекторий, временных зависимостей кинетических энергий и скоростей отдельных электронов. При этом учитывалось как электромагнитное поле движущегося ионного облака, так и действие пондеромоторной силы лазерного излучения. Поскольку ионное облако "перемещается" вдоль оси со скоростью, близкой к скорости света, описание базируется на использовании запаздывающих потенциалов Лиенара-Вихерта и учитывает запаздывание во взаимодействии зарядов [3].

Разработанная модель ускорения электронов в поле ионного облака позволяет количественно описать процесс формирования кильватерной волны. В методическом плане результаты позволяют осуществить переход от PIC-метода для расчета ускорения частиц только в радиальном направлении (вариант постановки задачи с цилиндрической симметрией и частицами в виде цилиндрических слоев [4]) к расчету ускорения частиц как в продольном, так и в поперечном направлениях (вариант постановки задачи с аксиальной симметрией и частицами в виде колец). Такой переход позволит учесть воздействие силы Лоренца на заряженные частицы, а также более точно исследовать кулоновский взрыв канала.

## 2. Постановка задачи и основные уравнения

*Основные особенности распространения лазерного импульса.* Рассмотрим распространение сверхкороткого лазерного импульса в веществе, например, в газе. Если его мощность превышает критическую, то импульс распространяется в режиме самоканалирования. В этом режиме внутри области сильного поля на переднем фронте импульса происходит ионизация газа и основная часть импульса распространяется в плазме с групповой скоростью  $V_g < c$ , определяемой параметрами плазмы. Пондеромоторная сила лазерного излучения ускоряет находящиеся внутри канала электроны до больших энергий и в результате внутри канала остаются только ионы. Происходит формирование ионного облака (совпадающего с зоной действия пондеромоторной силы), которое эффективно "перемещается" с групповой скоростью лазерного импульса. Ионы при этом остаются неподвижными, а на заднем фронте лазерного импульса происходит нейтрализация положительного заряда холодными электронами из окружающей облако плазмы. Источником образования этой плазмы является излучение ионного облака, в том чи-

сле в рентгеновском диапазоне длин волн. Перемещающееся ионное облако создает в своей окрестности электрические и магнитные поля. Поскольку скорость перемещения облака близка к скорости света, то для описания этих полей необходимо использовать запаздывающие потенциалы Лиенара–Вихерта.

Отметим, что плазма образуется только в непосредственной окрестности ионного облака. Для возникающих при движении ионного облака квазистационарных электрических и магнитных полей толщина скин-слоя много больше размера этой плазмы. Таким образом, плазма прозрачна для этих полей, а поскольку для них в исходном газе  $\epsilon = \mu = 1$ , то приходим к выводу, что скорость их распространения равна  $c$ .

Окружающие ионное облако электроны можно разбить на две группы. Первую группу составляют электроны, образовавшиеся внутри ионного облака. Электроны первой группы сначала ускоряются внутри облака поперечной силой до больших энергий, а затем взаимодействуют с положительным зарядом ионного облака. При этом первоначальное ускорение существенно влияет на траекторию их движения. Вторую группу составляют электроны, образовавшиеся вблизи облака, но вне зоны действия поперечной силы. Электроны второй группы сразу после своего появления начинают взаимодействовать с полями, создаваемыми ионным облаком.

Рассмотрим "прохождение" ионного облака через тонкий слой вещества, перпендикулярный направлению его движения. Ионизация вещества осуществляется рентгеновским излучением, распространяющимся из облака со скоростью  $c$ , и в рассматриваемом слое также со скоростью  $c$  будет распространяться "волна" ионизации. Таким образом электроны, появившиеся на некотором прицельном расстоянии  $b$ , начинают свое движение, обусловленное взаимодействием с полями ионного облака, с некоторым запаздыванием относительно прохождения переднего фронта импульса через выбранный слой. Можно принять, что вместе с передним фронтом импульса распространяется своеобразный "световой конус" с половинным углом при вершине  $\varphi = \arctan(V_g/c)$  и именно конус включает электромагнитное воздействие на электрон со стороны ионного облака. Величина запаздывания равна  $b/c$ .

Будем полагать, что в момент времени  $t = 0$  рассматриваемый тонкий слой достаточно удален от максимума лазерного импульса и расстояние до него составляет  $100a$  в продольном направлении, где  $a$  – радиус канала. Такая удаленность позволяет не рассматривать начальное формирование ионного облака и появление полей при входе импульса в газ. Групповая скорость распространения импульса  $V_g = (d\omega/dk)_{\omega_0} = cN$ , где  $N$  – обратный показатель преломления среды. Величина  $N = 0.95$  соответствует

$$n_e = 0.1n_{cr}.$$

*Уравнение движения электронов.* Рассмотрим движение электронов под действием пондеромоторной силы лазерного излучения, электрических и магнитных полей ионного облака. Положим, что лазерное излучение представляет собой короткий импульс длительностью  $\tau$ , радиусом  $a$ , распространяющийся вдоль оси  $z$  и имеющий распределение интенсивности  $I(r, z, t)$ . Пондеромоторная сила, действующая на электрон в поле релятивистской интенсивности, равна

$$\mathbf{F}_p = -2 \frac{n_e}{n_{e,cr}} I_r \nabla (1 + I/I_r)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $I_r = 2.75 \cdot 10^{18} \cdot (1/\lambda[\text{мкм}])^2 [\text{Вт}/\text{см}^2]$  – релятивистская интенсивность. Выражение (1) справедливо для излучения с круговой поляризацией, но может быть приближенно использовано и для линейной поляризации. В нерелятивистском случае выражение (1) переходит в

$$\mathbf{F}_p = -\frac{n_e}{n_{e,cr}} \nabla I. \quad (2)$$

В обоих выражениях (1), (2) предполагается, что градиент имеет только радиальную компоненту.

Распределение интенсивности в пучке задается выражением

$$I(r, z, t) = I_0 \cdot f_1(r) \cdot f_2(z, t), \quad (3)$$

где радиальное распределение имеет вид

$$f_1(r) = \exp(-\ln 2 \cdot (r/a)^\gamma). \quad (4)$$

Конкретный расчет выполнялся для пучка с гипергауссовым ( $\gamma = 4$ ) радиальным распределением.

В выражении для полной интенсивности (3) временная зависимость имеет вид

$$f_2(z, t) = \exp(-4 \ln 2 ((z - z_0 - V_g t)/\tau V_g)^2), \quad (5)$$

где  $z_0$  – начальная координата максимума интенсивности лазерного импульса и центра ионного облака. Отметим, что включение в (5) зависимости от продольной координаты означает переход от цилиндрически симметричной [4] к аксиально-симметричной модели. Дополнительно положим  $f_2(z, t) \equiv 0$  для значений экспоненты (5), меньших уровня

0.03. Тогда расстояние между передним и задним фронтами импульса определяется из (5) выражением

$$\delta z = 2(-\ln p/4\ln 2)^{1/2} \tau V_g, \quad (6)$$

где  $p = 0.03$ .

Представим ионное облако в виде цилиндра с положительным зарядом  $Q$ , с радиусом основания  $a$  и продольной длиной, определяемой выражением (6). Для ионов водорода с плотностью  $n_i$

$$Q = \pi a^2 \delta z n_i e, \quad (7)$$

где  $e$  – элементарный заряд.

Перемещающийся положительный заряд вызывает ускорение ближайших электронов. Определение параметров движения этих ускоренных электронов и является дальнейшей целью работы.

”Движущееся” ионное облако создает в окружающем пространстве электрические и магнитные поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ . Кроме того, на электрон действует также и пондеромоторная сила. Уравнение движения электрона в этом случае имеет вид

$$\frac{d}{dt} \frac{m_e \mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} [\mathbf{V}\mathbf{H}] + \frac{\mathbf{F}_p}{n_e}, \quad (8)$$

$\mathbf{F}_p$  – пондеромоторная сила,  $\mathbf{V}$  – скорость электрона,  $V = |\mathbf{V}|$ .

Поля, создаваемые точечным зарядом  $Q$ , перемещающимся с постоянной скоростью  $V_g$ , определяются выражениями (запаздывающие потенциалы Лиенара-Вихерта):

$$\mathbf{E} = \frac{Q\mathbf{R}}{R^3} \frac{(1 - V_g^2/c^2)}{(1 - (V_g^2 \sin^2 \theta)/c^2)^{3/2}}, \quad \mathbf{H} = \frac{QV_g[\mathbf{n}\mathbf{R}]}{R^3 c} \frac{(1 - V_g^2/c^2)}{(1 - (V_g^2 \sin^2 \theta)/c^2)^{3/2}}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{n}$  – единичный вектор вдоль оси  $z$ , а  $\theta$  – угол между осью  $z$  и радиус-вектором электрона,  $\mathbf{R}$ ,  $R = |\mathbf{R}|$ . Пондеромоторная сила определяется выражением (1).

Поля (9), создаваемые ионным облаком с зарядом  $Q$ , можно аппроксимировать полями от системы точечных зарядов, равномерно размещенных в пределах облака.

### 3. Конкретизация постановки задачи

*Начальные условия.* В момент времени  $t = 0$  максимум лазерного импульса имеет координату  $z_0$  и движется вдоль оси  $z$  со скоростью  $V_g$  (такими же являются координата и

скорость центра ионного облака), координаты электронов  $r(0) = b$ ,  $z(0) = 0$ , электроны первоначально покоятся. Покомпонентная запись (8) в безразмерных переменных

$$t_1 = ct/a, \quad v_r = V_r/c, \quad v_z = V_z/c, \quad v_g = V_g/c$$

имеет следующий вид

$$\frac{d}{dt_1} \frac{v_z}{\sqrt{1-v^2}} = -A \frac{(1-v_g^2)}{(1-v_g^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \frac{(z_1 + v_g v_r r_1)}{R_1^3} + \frac{F_p}{n_e} \frac{a}{m_e c^2}, \quad (10)$$

$$\frac{d}{dt_1} \frac{v_r}{\sqrt{1-v^2}} = -A \frac{(1-v_g^2)}{(1-v_g^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \frac{r_1(1-v_g v_z)}{R_1^3}, \quad (11)$$

где  $z_1 = (z(t) - z_0 - V_g t)/a$ ,  $r_1 = r(t)/a$ ,  $R_1^2 = z_1^2 + r_1^2$ ,  $A = Qe/am_e c^2$ ,  $\sin \theta = r_1/R_1$ .

Входящие в правые части (10) – (11) слагаемые с множителем  $A$  описывают силу Кулона и силу Лоренца (последние содержат компоненты  $v_g v_r$ ,  $v_g v_z$ ),  $r_1$ ,  $z_1$ ,  $R_1$  – компоненты и модуль радиуса-вектора электрона относительно точечного иона в величинах  $a$ .

*Переход к протяженному ионному облаку.* Рассматривается ситуация, когда продольная длина ионного облака много больше поперечного размера. Поэтому продольная протяженность моделируется системой из  $K = 50$  равномерно размещенных по продольной длине одинаковых точечных зарядов.

В данной работе рассматривалось в основном движение электронов вне ионного облака, поскольку проникновению электронов внутрь облака препятствует ponderomotorная сила. В зависимости от расстояния ускоряемого электрона от оси следует рассматривать три разных случая. При большой удаленности ( $R_1 > 1$ ) величина каждого точечного заряда равна  $q = Q/K$ . Если все же электрон при каких-то условиях проникает внутрь ионного облака на расстояние  $1 \geq R_1 \geq 0.1$ , то при анализе его движения в этой области можно пренебречь влиянием ионов, расположенных на расстояниях более  $R_1$ . Такое приближение оправдано везде, за исключением небольших областей, находящихся на расстоянии порядка радиуса от торцов цилиндра. В этом случае величина каждого точечного заряда может быть принята равной  $q = R_1^2 Q/K$ . При нахождении электрона на расстояниях  $R_1 \leq 0.1$  приближение расположенных на оси точечных зарядов уже неприемлемо, поскольку в рассматриваемом приближении поля на оси облака имеют особенность. Для обеспечения возможности прохождения электронов через область вблизи оси (что иногда может понадобиться) эта особенность должна быть устранена. С этой целью в области  $R_1 \leq 0.1$  принималось, что  $q = R_1^3 Q/K$ .

Таким образом величина заряда  $q = \alpha Q/K$ , где

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \text{для } R_1 \geq 1 \\ R_1^2 & \text{для } 0.1 \leq R_1 \leq 1 \\ R_1^3 & \text{для } R_1 \leq 0.1 \end{cases}.$$

Формально учет протяженности в (10) – (11) для системы точечных зарядов  $q_j$ ,  $j = 1, \dots, K$  состоит в переходе к суммированию по всем зарядам в правых частях этих уравнений. В этом случае входящие в эти уравнения  $r_1, z_1, R_1$  и  $\theta$  меняются на  $r_{1j}, z_{1j}, R_{1j}$  и  $\theta_j$ . Центру ионного облака соответствует значение  $j^* = (K + 1)/2$ . В дальнейшем для обозначения координаты электрона относительно центра ионного облака будем использовать  $z_1^* = z_{1j^*}$ .

*Учет запаздывания в воздействии ионного облака на электрон.* В выражениях (9) наличие  $\sin\theta$  отражает учет запаздывания в электромагнитном воздействии. Кроме этого запаздывания существует еще один временной фактор. Он обусловлен тем, что ионное облако возникает и формируется на некотором конечном расстоянии от рассматриваемого электрона и поэтому имеет место процесс выхода на режим, описываемый уравнениями для запаздывающих потенциалов. Однако анализ показывает, что в рассматриваемых условиях учет этого эффекта является несущественным.

*Угловое распределение ускоренных электронов.* В результате решения системы (10) – (11) могут быть определены компоненты скорости, координаты, кинетическая энергия, а также угол движения (по отношению к оси  $z$ ) электрона  $\theta_e$  как функции прицельного параметра  $b$  и времени  $t$ . Распределение электронов по прицельному параметру

$$P(b)db = n_e(b)bdb \quad (12)$$

трансформируется в угловое распределение электронов в каждый момент времени

$$P(\theta_e)d\theta_e = n_e(b)b \frac{\partial b}{\partial \theta_e} d\theta_e. \quad (13)$$

Поскольку ионизация вещества определяется коротковолновым излучением из ионного облака, то распределение электронной плотности  $n_e(b)$  может зависеть от расстояния  $b$  до оси, что и предусмотрено в (12) – (13).

Распределение (13) определено для положительных и отрицательных значений  $\theta_e$ . Вследствие симметрии задачи  $\theta_e(-b, t) = -\theta_e(b, t)$ , поэтому симметризация распределения достигается переходом к величине  $(P(\theta_e) + P(-\theta_e))/2$ , которую нужно рассматривать только при неотрицательных  $\theta_e$ . При вычислении  $P(\theta_e)$  весьма важным является



учет того факта, что одинаковые углы могут иметь электроны с первоначально различными значениями прицельного параметра  $b$ . Поэтому  $b(\theta_e)$  является неоднозначной функцией  $b$  и при вычислении  $P(\theta_e)$  необходимо суммирование по ветвям однозначной разрешимости. Таким образом, при расчете углового распределения ускоренных электронов в соответствии с (13) необходимо учитывать  $n_e(b)$ ,  $b(\theta_e, t)$  и  $\partial b/\partial \theta_e$ .

#### 4. Результаты численных расчетов и их обсуждение

*Задание параметров задачи.* Примем  $z_0 = -100a$  и наблюдать за электронами будем в течение времени  $9 \leq t \leq 2000a/c$ . Расчеты проводились для  $a = 3 \text{ мкм}$  и начальной плотности частиц  $n_0/n_{e,cr} = 0.1$ . Предполагается, что используется излучение неодимового лазера с длительностью импульса  $\tau = 50 \text{ фс}$  ( $n_{e,cr} = 9.93 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $I_r = 2.45 \cdot 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ ) с гипергауссовым (4) радиальным распределением интенсивности с  $\gamma = 4$ , гауссовой (5) продольной и временной зависимостью  $f_2(z, t)$ . В этом случае величина полного заряда ионного облака в соответствии с (7) принималась равной  $Q \approx 4.5 \cdot 10^{10} e = 7.2 \cdot 10^{-9} \text{ к}$ .

*Захват электрона точечным ионом.* Для тестирования программы был рассчитан захват электрона точечным ионом с зарядом  $Q$ . Как известно, в релятивистском случае такой захват происходит при выполнении условия [7]:

$$Mc < eQ. \quad (14)$$

В нашем случае электрон имеет момент импульса  $M = 0.95cm_e b \cdot 3.2$  и условие (14) трансформируется в условие  $b < 13.9a$ . Траектория электрона в системе покоящегося иона представляет собой спираль [7], зависимость от полярного угла для которой дается гиперболическим косинусом

$$ch \left( \varphi \sqrt{(eQ/cM)^2 - 1} \right),$$

так что число полных витков спирали от положения  $\varphi = 0$  до падения на центр можно оценить величиной

$$N_1 = \frac{1}{2\pi \sqrt{(eQ/cM)^2 - 1}}. \quad (15)$$

При значениях параметров, характерных для рассматриваемой задачи (например,  $b/a \approx 10$ ), величина  $N_1 \gg 1$ , что означает быстрое падение электрона на ион.

Результаты численных расчетов подтвердили быстрое падение электрона на точечный ион по спиральной траектории с одним неполным витком.

Обсуждение результатов численных расчетов. В результате интегрирования системы (10) – (11) определялись временные профили обеих координат (продольной и радиальной), обеих скоростей и кинетической энергии электрона с различной начальной радиальной координатой (прицельным параметром  $b$ ).

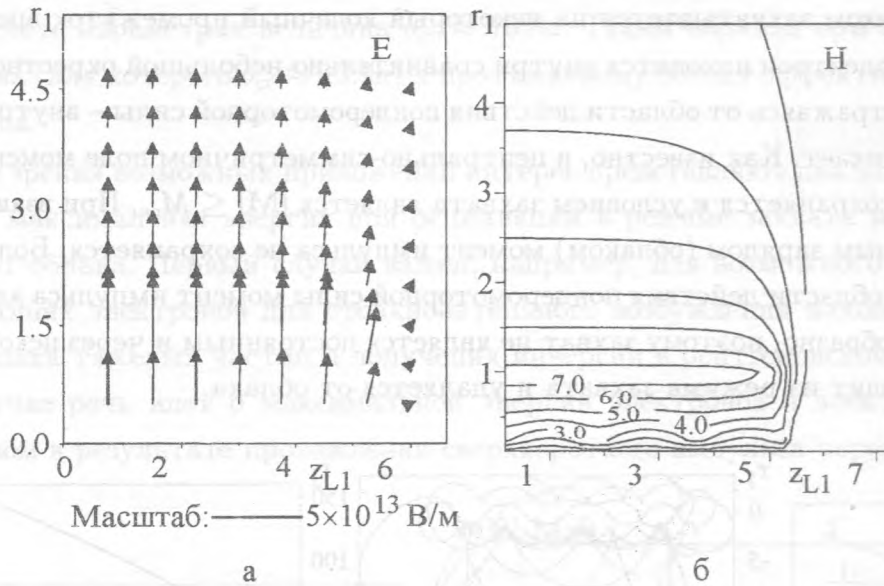


Рис. 1. Пространственные (в лабораторной системе координат  $z_{L1}, r_1$ ) распределения электрического (рис. 1а) и магнитного (рис. 1б) полей, создаваемых ионным облаком в момент прохождения центром облака сечения  $z_{L1} = 0$ . Напряженность электрического поля определяется величиной стрелки в соответствующем месте пространства, представляющей собой отношение  $E/E_0$  (величина  $E_0 = 5 \cdot 10^{13}$  В/м). Напряженность магнитного поля на рис. 1б приведена в разрывах линий уровня и указана в единицах  $H_0$  (величина  $H_0 = 1.8 \cdot 10^{10}$  А/м).

На рисунках 1а и 1б приведены пространственные (в лабораторной системе координат  $z_{L1}, r_1$ ) распределения электрического и магнитного полей, создаваемых ионным облаком в момент прохождения центром облака сечения  $z_{L1} = 0$ . (Заметим, что в системе координат, связанной с движущимся ионным облаком, напряженность магнитного поля  $H \equiv 0$ .) Напряженность электрического поля на рис. 1а определяется величиной стрелки в соответствующем месте пространства, представляющей собой отношение  $E/E_0$  (величина  $E_0 = 5 \cdot 10^{13}$  В/м). Напряженность магнитного поля на рис. 1б приведена в разрывах линий уровня и указана в единицах  $H_0$  (величина  $H_0 = 1.8 \cdot 10^{10}$  А/м). Конфигурации электрических и магнитных полей, создаваемых движущимся ионным

облаком, заметно отличаются от случая точечного заряда. Они более вытянуты вдоль оси  $z$ .

Результаты расчетов движения электрона показывают, что существует две области значений параметра  $b$ , разделенные значением  $b_{cr} = 10.8a$ . Так же как и в случае точечного иона при  $b > b_{cr}$  электрон при своем движении проходит мимо облака, а при  $b < b_{cr}$  он облаком захватывается на некоторый конечный промежуток времени. В режиме захвата электрон находится внутри сравнительно небольшой окрестности облака, многократно отражаясь от области действия пондеромоторной силы – внутрь этой области он не проникает. Как известно, в центрально-симметричном поле момент импульса электрона  $M$  сохраняется и условием захвата является  $|M| \leq M_{cr}$ . При взаимодействии с распределенным зарядом (облаком) момент импульса не сохраняется. Более того, при отражении от области действия пондеромоторной силы момент импульса электрона меняется скачкообразно, поэтому захват не является постоянным и через некоторое время электрон выходит из режима захвата и удаляется от облака.

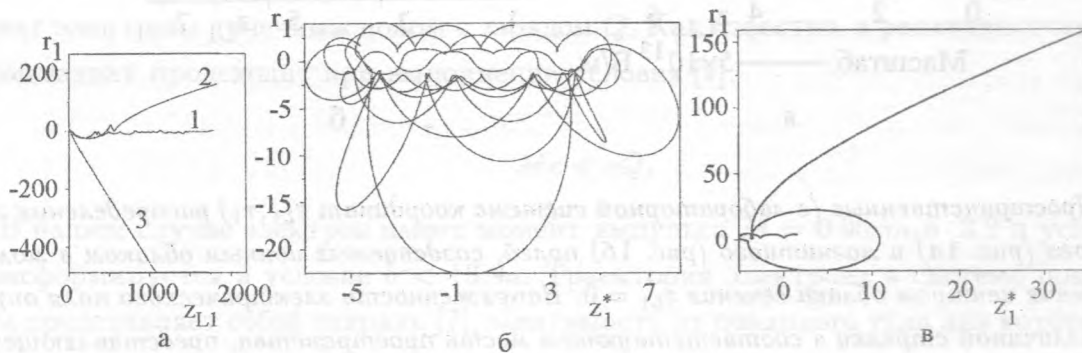


Рис. 2. Траектории электронов при  $b = 3.85a$ ,  $b = 4a$  и  $b = 15a$  (рис. 2а, кривые 1, 2 и 3 соответственно) в лабораторной системе координат для временного интервала  $t_1 = 0 - 2000$ . Траектории в системе координат, связанной с движущимся ионным облаком (рис. 2б для  $b = 3.85a$  и рис. 2в для  $b = 4a$ ).

На рисунках 2 – 4 приведены результаты численных расчетов для  $I_0 = 10^{20} \text{ Вт/см}^2$ . На рис. 2а (кривые 1 и 2) изображены траектории электронов при  $b = 3.85a$  и  $b = 4a$  соответственно (эти значения  $b$  лежат в области захвата) в лабораторной системе координат для временного интервала  $t_1 = 0 - 2000$ , а на рис. 2б и 2в те же траектории представлены в системе координат, связанной с движущимся ионным облаком. Эти траектории подтверждают многократное отражение электрона от области пондеромо-

торной силы вокруг ионного облака. Видно, что первый электрон за время наблюдения остается захваченным, а второй через некоторое время (меньшее времени наблюдения) уходит из режима захвата. На рис. 2а (кривая 3) для сравнения изображена траектория электрона при  $b = 15a$  (это значение  $b$  лежит вне области захвата).

Анализ траекторий при различных значениях  $b$  показал, что при использованных в данном расчете параметрах величина  $b_{cr} \approx 10.8a$ . Таким образом при переходе от точечного иона (для которого  $b_{cr} \approx 13.9a$ ) к протяженному облаку эффективность захвата уменьшается.

С точки зрения возможных приложений интерес представляют два значения энергии электрона: максимальная энергия при осцилляции в режиме захвата и энергия после удаления от облака. Первый случай важен, например, для возможного использования осциллирующих электронов для столкновительного возбуждения находящихся вблизи ионного облака тяжелых частиц и получения инверсии в рентгеновском диапазоне. Во втором случае речь идет о максимальной энергии электронов в электронном пучке, формируемом в результате прохождения сверхкороткого импульса через вещество.

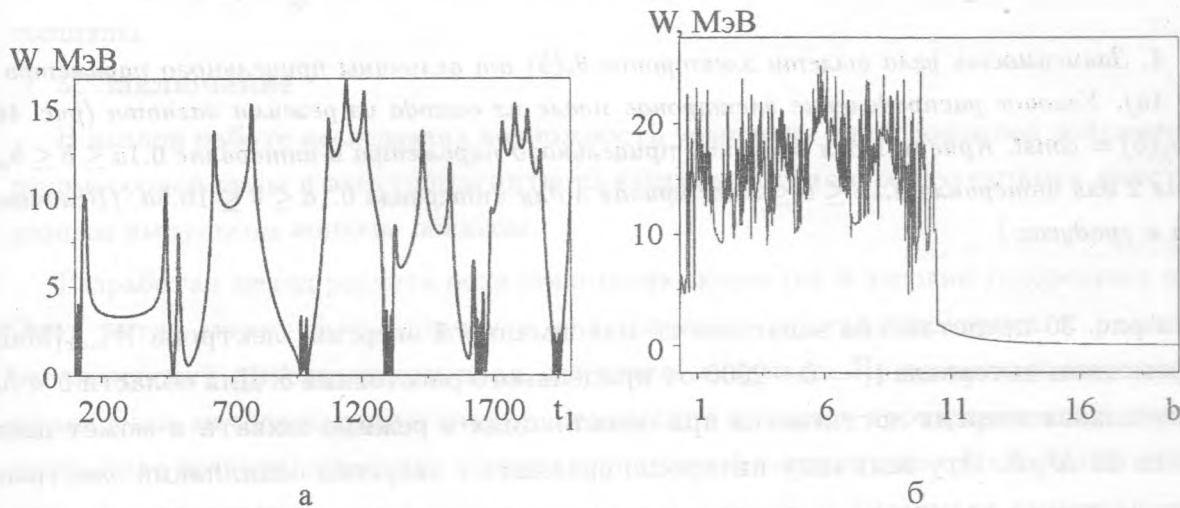


Рис. 3. Зависимость от времени кинетической энергии  $W$  [МэВ] захваченного электрона для  $b = 3.85a$  (рис. 3а). Зависимость максимальной энергии электрона  $W_{max}$  [МэВ] на временном интервале  $t_1 = 0 - 2000$  от прицельного расстояния  $b$  (рис. 3б).

На рис. 3а представлена зависимость от времени кинетической энергии  $W$  [МэВ] захваченного электрона для траектории, представленной на рис. 2а (кривая 1) для того же временного интервала. Видно, что энергия осциллирует во времени, достигая

максимального значения  $\sim 18$  МэВ. Эта максимальная энергия достигается в непосредственной окрестности точки отражения. При выходе электрона из режима захвата его энергия уменьшается до величины  $\sim 1 - 3$  МэВ и плавно меняется во времени.

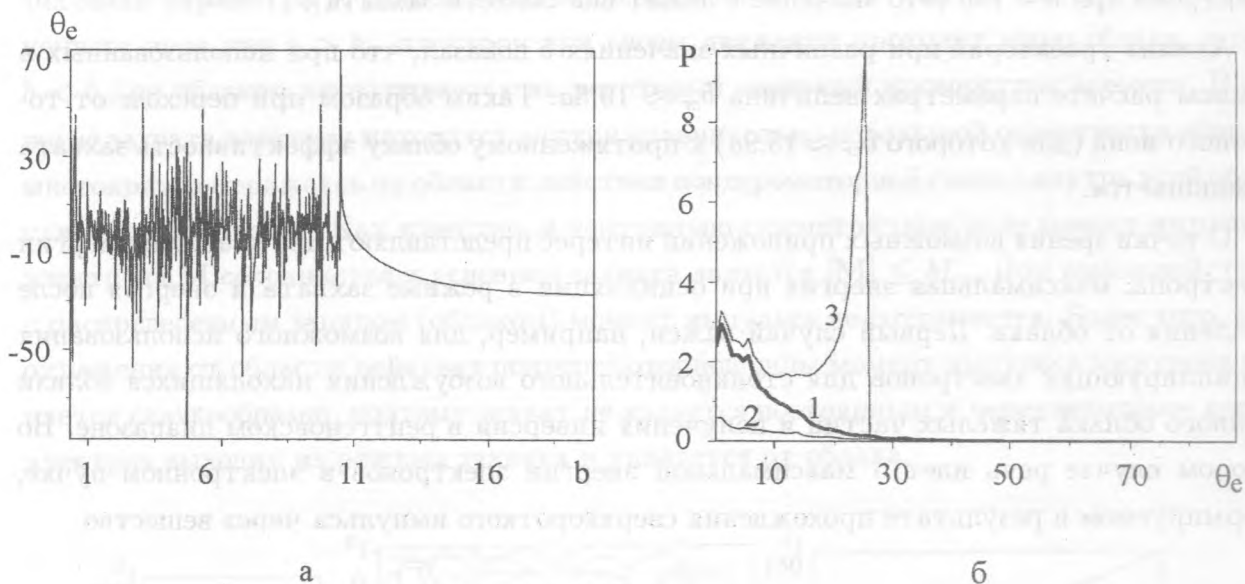


Рис. 4. Зависимость угла вылета электронов  $\theta_e(b)$  от величины прицельного параметра  $b$  (рис. 4а). Угловое распределение электронов после их выхода из режима захвата (рис. 4б) при  $n_e(b) = \text{const}$ . Кривая 1 для значений прицельного параметра в интервале  $0.1a \leq b \leq b_{cr}$ ; кривая 2 для интервала  $0.1a \leq b \leq 5.2a$ ; кривая 3 для интервала  $0.1a \leq b \leq 16.5a$ . (Величины углов в градусах.)

На рис. 3б представлена зависимость максимальной энергии электрона  $W_{max}$  [МэВ] на временном интервале  $t_1 = 0 - 2000$  от прицельного расстояния  $b$ . Для области  $b < b_{cr}$  максимальная энергия достигается при осцилляциях в режиме захвата и может достигать до 25 МэВ. Эту величину интересно сравнить с энергией осцилляций электрона в поле лазерного излучения, которая для рассматриваемой интенсивности составляет 2 МэВ. (Именно такую энергию имеют электроны с  $b \leq 0.2a$  после их выхода из области действия пондеромоторной силы). Отсюда следует, что энергию более 2 МэВ электрон приобретает при кулоновском взаимодействии с облаком. При  $b > b_{cr}$  максимальная энергия достигается при удалении электрона от облака. В частности, при  $b = b_{cr}$  эта величина равна 1.5 МэВ. В дальнейшем с ростом  $b$  она монотонно уменьшается до величины 0.1 МэВ при  $b = 16.5a$ .

Сопоставление углового спектра ускоренных электронов с экспериментальными

данными. В момент  $t_1 = 2000$  основная часть электронов выходит из режима захвата. Они летят под углом к оси  $\theta_e(b)$ , причем величина этого угла имеет достаточно случайное значение в некотором интервале (рис. 4а). При этом под одинаковыми углами к оси могут лететь электроны с различных прицельных расстояний. На рис. 4б представлено вычисленное по описанной выше методике угловое распределение электронов после их выхода из режима захвата при  $n_e(b) = \text{const}$ . Кривая 1 получена для электронов с прицельным параметром в интервале  $0.1a \leq b \leq b_{cr}$ . Кривая 2 получена для интервала  $0.1a \leq b \leq 5.2a$  и по своей конфигурации похожа на кривую 1. Кривая 3 получена для интервала  $0.1a \leq b \leq 16.5a$  и ее конфигурация заметно отличается от кривых 1 и 2. Это связано с тем, что при  $n_e(b) = \text{const}$  вклад электронов с больших прицельных расстояний является определяющим. В действительности же для больших прицельных расстояний  $n_e(b)$  быстро падает с ростом  $b$  из-за уменьшения степени ионизации. Поэтому наиболее достоверной из трех приведенных кривых является кривая 1. Эта кривая достаточно хорошо согласуется с экспериментальной кривой, приведенной в работе [2].

Поскольку все тонкие слои являются равноправными, то следует ожидать, что представленные графики не изменяются и после прохождения ионным облаком слоя конечной толщины.

## 5. Заключение

В данной работе исследована возможность ускорения электронов под действием пондеромоторной силы и электромагнитного взаимодействия с образующимся вместе с лазерным импульсом ионным облаком.

Разработан метод расчета релятивистских скоростей и энергий ускоренных частиц. Этот метод может быть применен для широкого класса временных и радиальных распределений интенсивности поля лазерного импульса. Применяемый метод является аналогом метода частиц в ячейке. Реализация метода в пространственно двумерной постановке позволила достичь удовлетворительной точности на стандартных вычислительных средствах.

Показано, что существует две группы электронов, находящихся на различных прицельных расстояниях: меньше и больше некоторого критического значения. Электроны первой группы на некоторое время могут захватываться ионным облаком и осциллировать в его окрестности, отражаясь от области локализации лазерного излучения вследствие действия пондеромоторной силы. Энергия осцилляций может достигать величины в десятки  $MэВ$ , что намного превышает энергию осцилляций электрона в поле лазерного излучения. После выхода из режима осцилляций электроны формируют электронный

пучок с энергией в единицы  $MэВ$ .

Предложенная в данной статье схема ускорения электронов фактически не требует существования плазменной волны. Роль "кильватерной волны", рассмотренной ранее в работах [5 – 7], выполняет движущееся вместе с лазерным импульсом электромагнитное поле ионного облака.

Работа выполнена при частичном финансировании по гранту РФФИ N 02-01-00744.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Borisov A. B., Borovskiy A. V., Korobkin V. V., et al. Phys. Rev. Lett., **68**, 2309 (1992).
- [2] Wagner R., Chen S.-Y., Maksimchuk A., and Umstadter D. Phys. Rev. Lett., **78**, 3125 (1997).
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., Наука, 1978.
- [4] Галкин А. Л., Коробкин В. В., Романовский М. Ю., Ширяев О. Б. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 1, 39 (2002).
- [5] Tajima T. and Dawson J. Phys. Rev. Lett., **43**, 267 (1979).
- [6] Горбунов Л. М., Кирсанов В. И. ЖЭТФ, **93**, 509 (1987).
- [7] Amiranoff F., Baton S., Bernard D., et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 995 (1998).

Институт общей физики  
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 10 сентября 2003 г.